



TITLE:

Solar Planetary Relationships : Venus, Mars and Jupiter II

AUTHOR(S):

清水, 幹夫

CITATION:

清水, 幹夫. Solar Planetary Relationships : Venus, Mars and Jupiter II. 物
性研究 1965, 5(3): 128-136

ISSUE DATE:

1965-12-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/85833>

RIGHT:

Solar Planetary Relationships-Venus, Mars and Jupiter II

清水 幹 夫 (お茶の水大物理)

(11月8日受理)

§ 1 才零次近似より才一近似へ

我々は前の論文⁽¹⁾で(以下 I と呼ぶ)惑星間空間に撒き散らされた太陽放射線が、金星、火星、木星といった諸惑星の大気中にどのような影響を与えるかということ、主として photochemical equilibrium の仮定の下に論じた。そして solar planetary relationships に関する一定性的描像を提出した。その際分解成分の拡散を無視したから、その意味でこのモデルは未だ才零次近似の段階にあるものといえる。この論文では拡散効果を考慮したとき、結論にいかなる変化が起り、どのような問題が解決されるかということを調べ、また変分法を使つて問題を数学的に扱い易い形に formulate してみる。

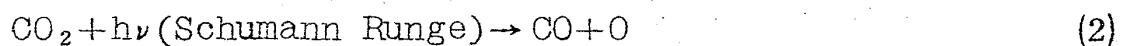
ある大気成分の密度を ρ , その重力による垂直方向の拡散速度を v , 分解速度を Q , 再結合速度を L としたとき、定常状態では

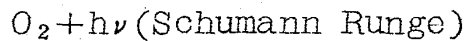
$$\frac{d}{dt} \rho = Q - L + \text{div}(\rho v) = 0 \quad (1)$$

である。(詳しい形は次節で与える) (I)で行つた photochemical equilibrium の仮定とは div の項を無視すること以外にない。この近似は他の二項の値がより大きい大気底部に於いては良いが、大気密度の薄い上層部では不完全になる。

(i) Venus and Mars

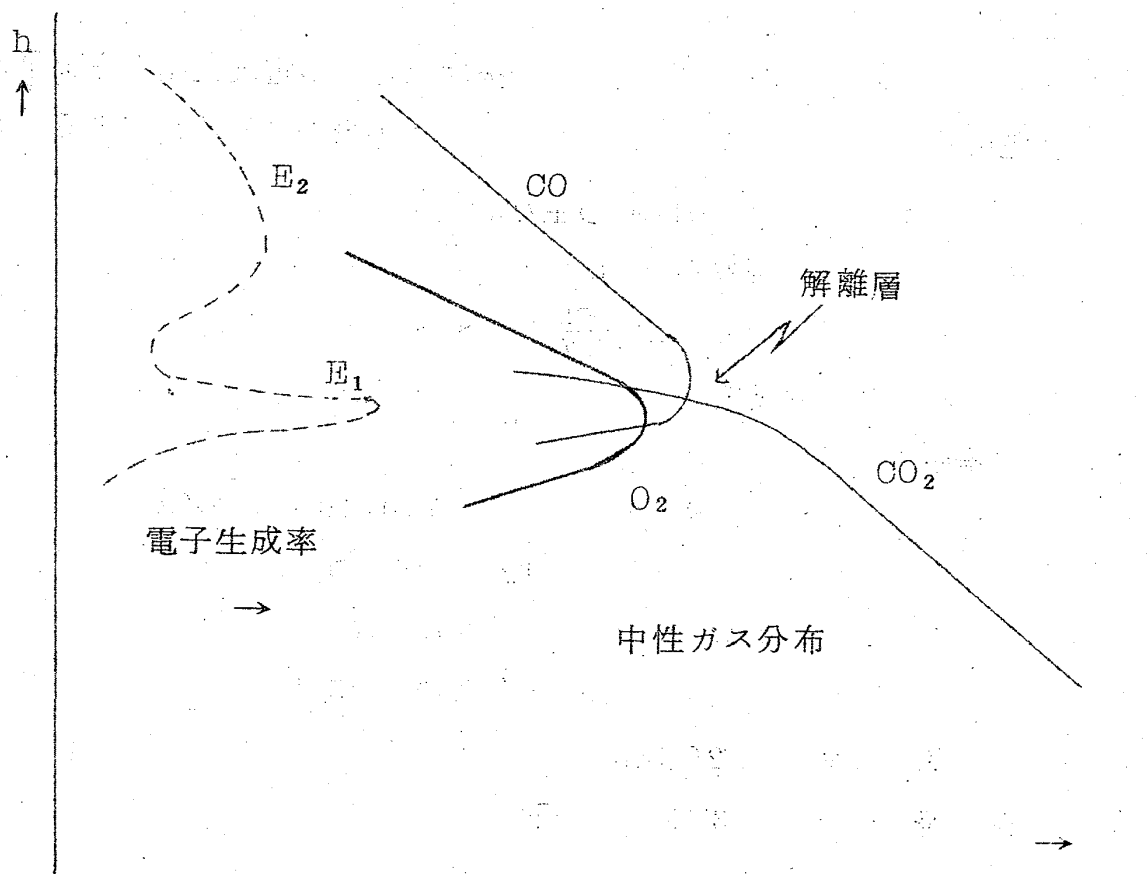
これらの惑星上で大気組織を定めるのは、





(5)

といった諸過程である。(4), (5)の recombination rates, photodissociation cross-sections が(3), (2)のそれと比べてずっと大きいため、生成副産物たる O_2 は紫外線の吸収に非常に大きな貢献をする。その結果 dissociation layer の附近に O_2 分布の鋭い peak が現われる。(才1図参照)



才1図 火星、金星大気上の成分分布 (photochemical equilibriumの仮定に基づく)。

我々は以上のことを(I)に於いて指摘した。さて、もつと波長の短いイオン化光線はこれらの大気成分を電離して、遊離電子とイオンを作る。例えば水素のライマン continuum, He, He^+ のライマン α 線などは O , COなどを電離するから地球の場合によく似た電離層 (E_2 層)をこれらの惑星上に作り出すであろう。ところで、水素のライマン β 線のエネルギーは O_2 以外の大気成分を電離させるのに充分でないから、この紫外線は途中で吸収を受けることなく O_2 のピー

清水幹夫

クに達し、その附近でもつとも強く吸収される。この電子生成率のピーク高度が E_2 層のそれとずれているとすると、火星や金星では E_2 層とは別なオ二の E 型電離層 (E_1 層) が上層大気下部に出現することになる。⁽²⁾ 一方拡散を考慮するとき上に述べたような O_2 の鋭いピークが崩れる可能性が指摘される。最近東北大の上山は火星について各項の relaxation time を調べ、Goody model (地表大気圧 85mb, CO_2 2%) を採用すればこのピークが存在し得るが Kaplan-Münch-Spinrad model (地表大気圧 25mb, CO_2 16%) を使うときには分布が変り得ると結論している。⁽³⁾

さて Mariner 4 が火星の裏側を抜けたときの電波観測から火星の大気および電離層に関するデータが得られた。⁽⁴⁾ (オ 1 表参照) それによると大気圧、

オ 1 表 Mariner 4 の主な結果⁽⁴⁾

大 気: CO_2 多量存在 (50% 以上?)

scale height $\frac{kT}{mg}$ 8 ~ 10 km

地表大気圧 4 ~ 7 mb

電離層: (昼側)

Maximum 電子数 $9 \pm 1.0 \times 10^4$ ele/cc

〃 高 度 120~125 km

and peak? ~90 km

Electron scale height 20~25 km

(夜側) 昼側の 1/20 以下

磁 場: 地球の 3×10^{-4} 以下

scale height など、我々が用いた KMS model に比べずつと低めに出ている。KMS model 自体がそれ迄の旧い値にくらべかなり小さかつたのであるから一寸以外である。また電離層の高度も F 層のそれと考えると低過ぎ、今迄の計算⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾ からみると E_1 層のそれに近い。地球の場合と比較してこれも考慮を要する事実である。Mariner の結果は電波の 10~30 cycle/sec 位の phase shift から出されており、これを測定するには 10^{-11} 程度の精度を必要とする。しかし shift の時間変化のグラフは見かけ上は整然としたカーブを描いていて信用出来そうである。こうなると少なくとも火星の場合、拡散の

効果を考えた放射線吸収の方程式を解かねばならなくなる。金星の場合にはもう少し条件が緩いが、才一次近似に迄進もうとすると同じ困難にぶつかる。それは(1)の式を(2)~(5)の各々の成分について立て、適当な境界条件のもとに複雑な連立微分方程式を解くことが必要になるから一寸厄介である。

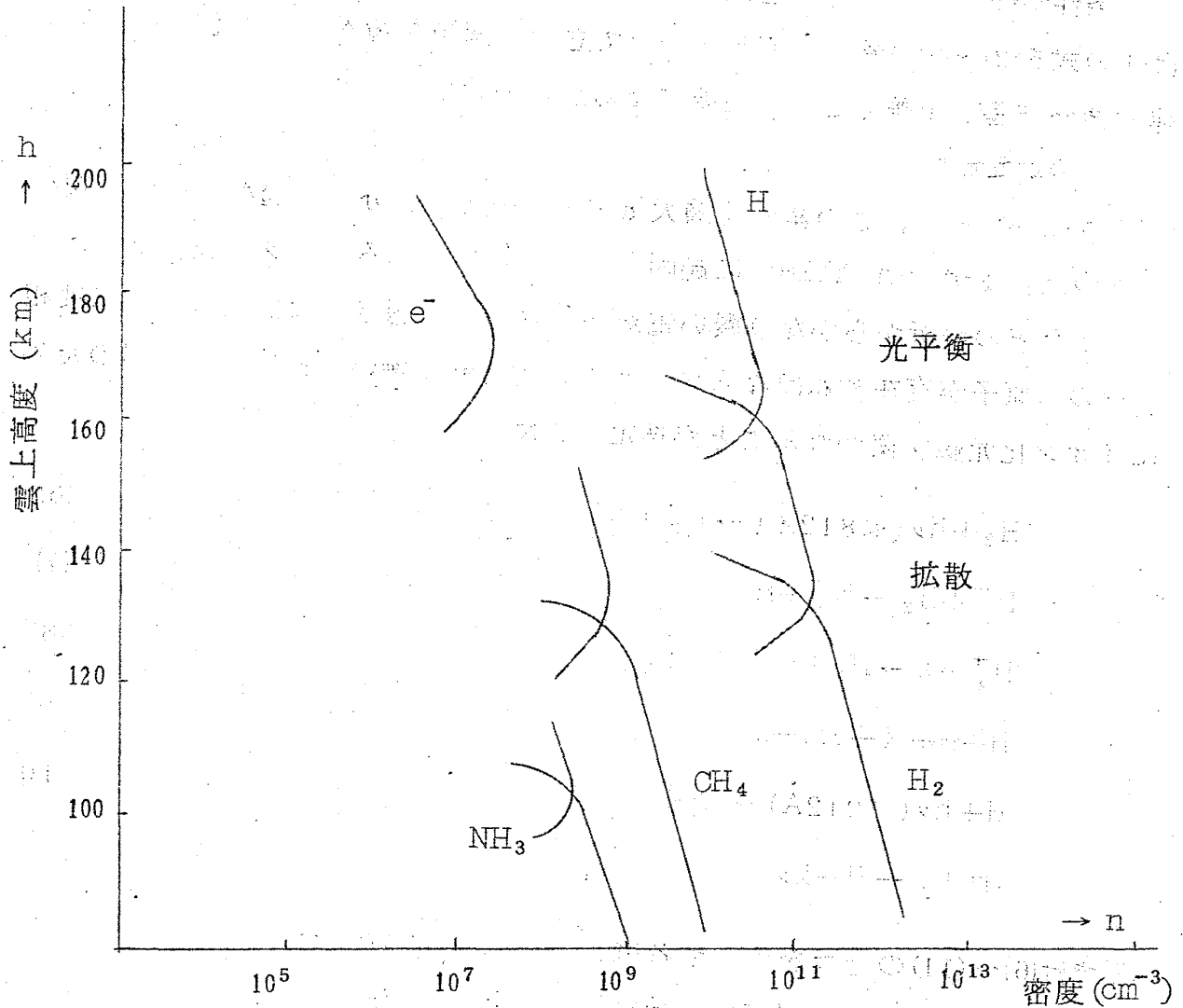
(ii) Jupiter

(I)で述べた通り、この星の上層大気中においても、分子素過程はかなり複雑であつた。まず Van Allen に起因するものと思われるマイクロ波、ラジオバーストなどの解析からかなり濃い電離層の存在が予想された。そのためには相当量の H 原子が存在せねばならず、そこで光分解し難い H_2 分子の分解のためにイオン化光線が使われることが推定された。

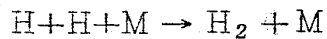


(I)では(6)~(11)の過程をすべて考慮し photochemical equilibrium の仮定に基づいて H_2 の解離層高度を計算した結果、雲上約 160 km という値を得た。しかしこの高度では大気密度はまだかなり低く、拡散効果をネグるのは適当でない。この効果を考えると、例えば H 原子はもつと低高度迄侵入するようになる。(才 2 図参照) 一方(I)では問題にしなかつたが、木星大気中には CH_4 , NH_3 といった分子がかなり大量に存在しており、事実これらのスペクトル線の発見は H_2 のそれよりはるか昔に行われていた。その存在量は標準大気に換算して H_2 約 27km, CH_4 150m, NH_3 7m 程度の量となる。これらの分子の分解過程を考えてみると、例えば CH_4 では





才 2 図 木星大気諸成分の解離と電離 (H_2 以外は photochemical equilibrium を仮定)



(14)

(H_2 は Schumann Runge で分解しない)

となり副産物として出来た H_2 が H の sink となつて CH_4 は完全に消失してしまふはずになる。この困難は古く 1936 年に Yale の Wildt により指摘され、⁽⁵⁾ いろいろの逃げ道が考えられたが、まだうまい説明がされていない。内部へ滲透してくるとされた H 原子が、 CH_4 再結合の際の H の供給源になっているのではないかということ調べたくなるのは当然の成り行きであろう。

§ 2 拡散平衡方程式の変分法

拡散項を定めるのは二種のガスの平衡相対速度を与える Chapman Cowling の式

$$w_1 - w_2 = -D_{12} \left\{ \frac{n^2}{n_1 n_2} \frac{\partial (n_1/n)}{\partial z} - \frac{m_1 - m_2}{m} \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial z} + \alpha_T \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right\} \quad (15)$$

である。ここに suffix は各々のガスを表わし、suffixのないパラメータは混合気体としての平均量を意味する。Dには拡散係数で

$$\frac{3}{8\pi\sigma_{12}^2} \left\{ \frac{kT(m_1+m_2)}{2\pi m_1 m_2} \right\}^{1/2},$$

また α_T は thermal diffusion ratio 1 に比べ無視できる量である。平衡条件

$$n_1 w_1 + n_2 w_2 = 0 \quad (16)$$

を用い適当な計算の後

$$w_1 = -D_{12} \left\{ \frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial z} + \frac{1}{H} \left(\frac{m_1}{m} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} \right) \right\} \quad (17)$$

を得る。Hは平均 scale height $\frac{kT}{mg}$ である。ところで中性ガス分布を記述する拡散平衡方程式は、例えば金星や火星の場合、(2)~(5)式より

$$\begin{aligned} \frac{d[O]}{dt} &= r_1[CO_2] + r_2[O_2] - \alpha_1[CO][O][M] \\ &\quad - \alpha_2[O]^2[M] - \frac{d}{d\ell} \left\{ D_0 \left(\frac{d[O]}{dt} + \left[\frac{1}{H} \frac{m_0}{m} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} \right] [O] \right) \right\} \\ &= 0 \end{aligned} \quad (18)$$

同様に

$$\frac{d[O_2]}{dt} = \frac{d[CO]}{dt} = \frac{d[CO_2]}{dt} = 0$$

清水幹夫

という連立微分方程式群として与えられる。ただし

$r_i = \int J_z(\lambda) \sigma_i(\lambda) d\lambda$ であつて $J_z(\lambda)$ は高度 z における太陽放射線強度、 σ_i は absorption cross-sections を示す。また α_i は recombination coefficient, $[]$ は括弧内のガスの濃度を表わすものとする。これに対する境界条件は

$$\left\{ \begin{array}{ll} z=0 \text{ で} & [CO_2] \rightarrow [CO_2]_0 \quad \text{その他のガス濃度} \rightarrow 0 \\ z=\infty \text{ で} & \text{すべてのガス濃度} \rightarrow 0 \end{array} \right. \quad (19)$$

である。 $[]_0$ は放射線入射前の分布を示す。またガスの電離に関する拡散方程式 (ambipolar diffusion equation) は同じような計算を行つて

$$\frac{d}{dx} \left\{ D_a \left\{ \frac{dN}{dx} + \left(\frac{1}{T} \frac{dT}{dx} + \frac{1}{2H} \right) N \right\} \right\} + B(x)N + Q = 0 \quad (20)$$

で与えられることが解る。 $B(x)$ は recombination coefficient に関連する係数でガス分布やイオンガス間の ion-atom interchange reaction rate などから定まる。また $Q(x)$ は電子生成率を意味し、例えば linear scale height $H = H_0 + r(z - z_0)$ の際

$$Q = Q_0 \exp (1+r)(1-\xi - e^{-\xi})$$

$$\cdot \text{ただし } \xi = \frac{1}{r} \log \frac{H}{H_0} \quad (21)$$

と表わせる。

こうして一般に惑星上層大気モデルを決める方程式は (20) の形を連立化した方程式群ということになる。さて (20) の形の方程式は linear scale heightなどを仮定した特別の場合については電波研の米沢⁽⁶⁾によつて有理次数の Bessel function を含む積分形として正確な解が求められている。しかしそれは余りにこみ入つていて我々の問題に迄拡張することは不可能に近い。そこでここでは変分形式を用いて (20) 乃至 (18) 式を解くことを考えてみる。

いま

$$I = \int_0^\infty e^{\frac{x}{2H}} \left\{ D_a \left(\frac{dN}{dx} \right)^2 - \left(\frac{1}{2H} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dx} \right) \left(\frac{dD_a}{dx} \right) N^2 + B N^2 - 2QN \right\} dx \quad (22)$$

という汎函数を作つてみると

$$\delta I = 0 \quad (\text{minimum}) \quad (23)$$

が証明できる。変分函数として簡単でもつともらしいものは

$$N = k(1 - e^{-ax})^2 e^{-\frac{x}{2H}} \quad (24)$$

であろう。または $a \rightarrow \infty$ の極限をとつて

$$N = \begin{cases} 0 & x < x_0 \\ ke^{-\frac{x}{2H}} & x \geq x_0 \end{cases} \quad (25)$$

とすれば計算はより簡単になる。(24)~(25)を(22)に代入して $\frac{\partial I}{\partial k} = \frac{\partial I}{\partial a} = 0$ あるいは $\frac{\partial I}{\partial x_0} = \frac{\partial I}{\partial k} = 0$ によつてパラメータ k, a, x_0 などを定めればよいのであるがその式は繁雑になるからここでは省略する。ただ(22)式のオ一項とオ二項は各々発散する項であるから、うまく消し合わせるように式を作らねばならないことを注意しておく。以上の変分形式を連立方程式群にまで拡張するのは容易である。連立微分方程式を直接数値的に解くことも大型計算機を用いればそう困難ではない。しかし現在の惑星データの不確定さを考えると、この程度の労力をかけてオ一次近似のモデルを作るだけでも差し当りの解析に充分と思われる。数値的な結果は後報します。

文 献

- (1) 清水幹夫：物性研究 3 (1964) 1
 その他 Plan. Space Sci. 11 (1963) 269
 Rept. Ionos. Space Res. Japan 16 (1963) 425
 Prog. Theor. Phys. 31 (1964) 1153, 32 (1964) 868, 977 など参照
- (2) J. W. Chamberlain: Ap. J. 136 (1962) 582
- (3) H. Kamiyama: Sci. Rept. Tohoku Univ. Ser.5 Geophysics 16 (1965) 1
- (4) A. Kliore et al.: Science 149 (1965) 1243
- (5) R. W. Wildt: Ap. J. 86 (1937) 311

清水幹夫

R. D. Cadle: J. Atmos. Sci. 19 (1962) 281

(6) T. Yonezawa & H. Takahashi: J. Radiat. Res. Lab. 7 (1960)

335